PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 5. 3. November 1900. 2. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:
W. Biegon von Czudnochowski, Durch Kathodenstrahlen erzeugte Farbenringe an Krystallplatten. S. 65.
J. Elster, Luftelektrische Messungen während der totalen Sonnenfinsternis zu Algier am 28. Mai 1900. S. 66.

Vorträge und Reden:
S. P. Thompson, Über magnetische Bilder und ihre Anwendung auf die Theorie der Motoren mit rotierendem Feld. S. 68.

Vorträge und Diskussionen von der 72. Naturforscherversammlung zu Aachen:
H. A. Lorentz, Über die scheinbare Masse der Ionen. S. 78.

Eingegangene Schriften. S. 80.
Personalien. S. 80.
Berichtigungen. S. 80.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Durch Kathodenstrahlen erzeugte Farbenringe an Krystallplatten.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von W. Biegon von Czudnochowski.

Vor einiger Zeit beobachtete ich das Auftreten einer eigentümlichen Färbung an farblosem Flussspat infolge Einwirkung von Kathodenstrahlen.[1]) Es handelte sich dabei um ein Stück farblosen krystallisierten Flussspates in einem sog. Crookesschen Apparate von der Form wie Figur 1 zeigt.[2]) An pulverisiertem

Fig. 1.

Flussspat haben Elster und Geitel früher schon das Auftreten einer bläulichvioletten Färbung beobachtet[3]); was mir aber an dem fraglichen Krystallstück auffiel, war eine eigentümliche, besonders deutlich am Rande des gefärbten Oberflächengebietes auftretende Bronzefarbe im reflektierten Lichte.[1]) Bei längerem Gebrauche des erwähnten Apparates trat nun ausser einer Ausdehnung der Färbung noch eine neue eigentümliche Erscheinung hinzu: es zeigten sich nämlich im reflektierten Lichte Farbenringe. Der äusserste Rand erschien matt bronzefarbig, dann folgte ein recht sattes Gelb, diesem Rot, und die Mitte erschien blauviolett. Setzte man den Gebrauch des Apparates fort, so dehnte sich das geschilderte Ringsystem aus und es erschien, aus der Mitte sich entwickelnd, ein neues. Diese Beobachtung veranlasste mich die fragliche Erscheinung einer genaueren Untersuchung zu unterziehen. Der in Figur 1 gezeichnete Apparat hat eine Hohlspiegelkathode von solcher Krümmung, dass der Konvergenzpunkt der Kathodenstrahlen einige Centimeter oberhalb des Krystallstückes liegt. Für eingehendere Untersuchungen dient der Apparat Figur 2. Die Kugel desselben hat 6 cm Durch-

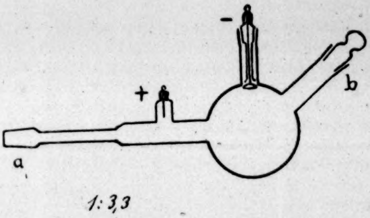


Fig. 2.

messer; der links befindliche Schliff *a* dient zum Ansetzen an eine Quecksilberluftpumpe. In einem kleinen Ansatz befindet sich die Drahtanode; die Kathode ist, ebenfalls hohlspiegelförmig, von solcher Krümmung, dass der Konvergenzpunkt der Kathodenstrahlen etwa

1) Diese Zeitschrift **1**, 387, 1900.
2) Angefertigt von M. Stuhl, Berlin, Philippstrasse 22.
3) Wied. Ann. **59**, 493, 1896.

1) Diese Zeitschr. a. a. O.

in der Mitte der Kugel sich befindet, und ist in einen eingeschliffenen Glasstopfen eingesetzt, der gegen einen zweiten mit ebener Kathode vertauscht werden kann.[1]) Der grosse Schliff *b* rechts, von 25 mm Durchmesser im Lichten, dient zum Einbringen der zu untersuchenden Substanzen. Als Stromquelle diente ein Induktorium von 4 cm Funkenlänge mit Platinunterbrecher[2]), gespeist von 6 Akkumulatoren unter Verwendung eines achtstufigen Regulierwiderstandes. Der Grad der Verdünnung, bei der die Versuche vorgenommen wurden, liess sich leider wegen Mangels einer geeigneten Messvorrichtung nicht bestimmen; es wurde aber dafür Sorge getragen, dass bei allen Versuchen das Aussehen der Entladung möglichst das gleiche war, d. h. dass in der Kugel kein merkliches blaues Licht auftrat, dagegen starke hellgrüne Phosphorescenz der Glaswand, und dass die Kathodenstrahlen eben nur noch schwach sichtbar waren.

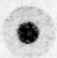


Fig. 3.

Fig. 4.

Fig. 5.

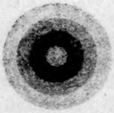


Fig. 6.

Fig. 7.

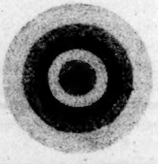


Fig. 8.

Als zu untersuchende Substanzen habe ich bis jetzt klaren farblosen Flussspat (aus Tirol), desgl. rötlichen (aus Northumberland), sowie farbloses Steinsalz in Platten von 10 × 10 mm Fläche und ca. 3 mm Dicke benutzt. Der farblose Flussspat war nach 15 Minuten Einwirkung der Kathodenstrahlen auf einem annähernd kreisförmigen Gebiete seiner Oberfläche von 7 mm Durchmesser deutlich gefärbt, und zwar folgten sich von aussen nach innen folgende Farben: silbergrau, gelblich, orange, bräunlich, bläulich. Am farbigen Flussspat und am Steinsalz waren die Resultate nur wenig abweichend, nur stört bei dem letzteren das Auftreten der braunen Färbung des ganzen Stückes[3]). Die beschriebene Erscheinung habe ich bis jetzt nur von Hohlspiegelkathoden erhalten können, ebene Kathoden ergaben nur eine gleichmässige Färbung.

1) Alle Elektroden sind aus Aluminium.
2) Von P. Gebhardt, Berlin, Neue Schönhauserstrasse 6.
3) Siehe O. Lehmann, Elektr. Entladungen. Halle, W. Knapp 489, 1898 sowie die dort angegebene Litteratur.

In Figur 3—8 ist schematisch der Verlauf der Erscheinung dargestellt, wie ich ihn an farblosem Flussspat in Apparat Figur 1 beobachtet habe. In nachstehender Tabelle habe ich die auftretenden Farben zum Vergleiche zusammengestellt mit denen der sog. Newtonschen Ringe[1]) und den beim Anlassen von Stahl auftretenden.

Kathodenstrahlfarben.	Newtonsche Farben.	Anlauffarben.
Grau	Graugrün	Strohgelb
Gelb	Mattpurpur	Orange
Orange	Fahlgelb	Rot
Braungelb	Grün	Dunkelblau
Violett	Blaugrün	Hellblau
Gelb	Purpurviolett	Mattrosa
Rot	Rot	Grünlich
Violett	Gelb	Wasserblau
	Himmelblau	Gelblich
	Violett	
	Braungelb	
	Strohgelb	
	Lawendelgrau	

Bezüglich des Stahles ist zu bemerken, dass die Angaben sich auf eine in der Mitte erwärmte Platte beziehen, wodurch die Anlauffarben in Ringform erscheinen, und ferner, dass alle drei Farbenreihen in der Reihenfolge von aussen nach innen angegeben sind. Man sieht, Reihe 1 stimmt ziemlich gut mit Reihe 3, ist dagegen umgekehrt wie Reihe 2.

Weitere Untersuchungen über die in Rede stehende Erscheinung sind teils im Gange, teils in Vorbereitung, worüber ich s. Z. ausführlich zu berichten gedenke.

1) Entnommen aus Müller-Pouillet, Lehrbuch der Physik. 9. Aufl., II,1, 907, 1897.

Berlin, d. 14. Oktober 1900.

(Eingegangen 16. Oktober 1900.)

Luftelektrische Messungen während der totalen Sonnenfinsternis zu Algier am 28. Mai 1900.

Von Julius Elster.

Gelegentlich einer Urlaubsreise durch Sizilien und Nordafrika war es mir möglich, meine Dispositionen so zu treffen, dass ich die Zeit vom 25. bis 30. Mai in Algier anwesend war. Da ich Exners luftelektrische transportable Apparate mit mir führte, so habe ich es nicht unterlassen, während der Dauer der Sonnenfinsternis Bestimmungen des elektrischen Potentialgefälles, wenn auch nur in relativem Maasse, vorzunehmen.

Die Beobachtungen wurden auf einem fast ebenen, frei gelegenen Rasenplatze der Villa Rose in Mustapha supérieur, also oberhalb Algiers angestellt. Der gewählte Standort gewährte einen freien Überblick über die Stadt Algier und das Meer. Ich las in passenden Zeitintervallen das Elektroskop ab und kontrollierte fast andauernd den Stand der Blättchen.

Die gewonnenen Resultate sind in der untenstehenden Tabelle angegeben und in der beigefügten Figur graphisch dargestellt.

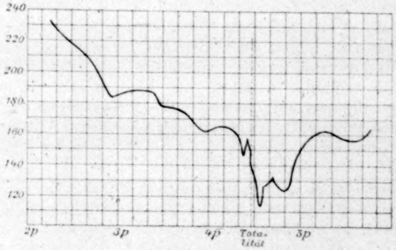
Zeit	Potentialgefälle Skalenteile	Potentialgefälle Volt	
12h 30′	11.0	+ 177	
2h 15′	15.8	+ 233	
2h 43′	13.1	+ 206	
2h 53′	11.5	+ 184	
3h 23′	11.8	+ 188	
„ 30′	11.6	+ 177	
„ 40′	11.0	+ 177	
„ 51′	9.8	+ 165	
„ 59′	9.5	+ 162	
4h 14′	9.8	+ 165	
„ 22′	9.1	+ 158	
„ 23′	9.0	+ 157	
„ 24′	8.1	+ 148	
„ 25′	9.2	+ 159	
„ 26′	8.5	+ 152	
„ 27′	8.0	+ 146	
„ 28′	7.0	+ 133	
„ 29′	6.9	+ 132	Totalität
„ 30′	7.0	+ 133	
„ 33′	5.0	+ 113	
„ 35′	5.0	+ 113	
„ 36′	6.2	+ 126	
„ 37′	6.2	+ 126	
„ 42′	6.8	+ 131	
„ 48′	6.0	+ 124	
„ 54′	6.2	+ 126	
„ 59′	8.2	+ 148	
5h 6′	9.0	+ 157	
„ 15′	9.5	+ 162	
„ 25′	9.0	+ 157	
„ 38′	8.8	+ 155	
„ 47′	9.5	+ 162	

Man erkennt, dass kurz nach der Totalität ein ausgesprochenes Minimum des Potentialgefälles der atmosphärischen Elektrizität eintrat.

Während des ganzen Nachmittages wehte vom Meere her ein frischer Wind, so dass ich anfangs, bevor sich das als Kollektor dienende metallene Petroleumlämpchen ordentlich durchwärmt hatte, nur mit Mühe die Flamme brennend erhalten konnte. Kurz vor der Totalität frischte der Wind noch etwas auf und es entstand eine empfindliche Kühle, die auch nach der Totalität, wenn auch nicht im gleichen Betrage, bis zum Schlusse der Messungen andauerte.

Dem jähen Temperatursturze ist wohl auch zuzuschreiben, dass der Ebonitstab des Exnerschen Statives etwas von seiner Isolationsfähigkeit einbüsste; doch überzeugte ich mich, dass bei nicht brennender Lampe der Elektrizitätsverlust des leitenden Systemes (Lampe-Elektroskop) so gering war, dass das Bild des Ganges der Erscheinung nicht wesentlich getrübt sein kann.

Das beobachtete Minimum des Potentialgefälles unmittelbar nach der Totalität wird voraussichtlich in sekundärer Weise dadurch bedingt sein, dass in die über die Erde gleitende Bahn des Mondschattens Luftmassen vom Meere her aspiriert wurden, die von den früheren, am Beobachtungsorte befindlichen, elektrisch different waren.



Für diese Auffassung spricht der Umstand, dass auch die Elektrizitätszerstreuung in der Luft, die mittels eines besonderen Apparates kontrolliert wurde, während und nach der Totalität andere (höhere) Werte aufwies als vor derselben.

Schliesslich sei noch hervorgehoben, dass auch die früher von Geitel und mir gelegentlich der totalen Sonnenfinsternis im August 1887 zu Wolfenbüttel unter ungünstigen atmosphärischen Bedingungen versuchten analogen Beobachtungen ein deutliches Ansteigen des Potentialgefälles bald nach der Totalität erkennen liessen.[1]) Wenn die hier mitgeteilte Messung Veranlassung geben würde, in Zukunft die Expeditionen zur Beobachtung totaler Sonnenfinsternisse auch mit registrierenden elektrischen Instrumenten auszurüsten, so hätte sie ihren Zweck erfüllt.

1) Veröffentlicht in einer kurzen Notiz der Meteorolog. Zeitschrift **V.** 27, 1888.

Es ist bemerkenswert, dass R. Ludewig während der totalen Sonnenfinsternis am 22. Januar 1898 in Südindien ebenfalls eine deutliche Abnahme des Potentialgefälles während und unmittelbar nach der Totalität mit darauffolgender Zunahme zum normalen Werte beobachtete. Beibl. **23**, 857, 1899.

Wolfenbüttel im Juli 1900.

(Eingegangen 17. Oktober 1900.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Über magnetische Bilder und ihre Anwendung auf die Theorie der Motoren mit rotierendem Feld.[1]

Von Silvanus P. Thompson.

1. Von der Zeit an, in der durch Lord Kelvin der Gedanke in die Wissenschaft vom Magnetismus eingeführt wurde, die Wirkungen der magnetischen Induktion mittelst eines Systems von virtuellen Bildern zu erklären, haben sich viele Physiker dieser Methode bedient und die mathematischen Folgerungen derselben entwickelt.

Die Grundsätze dieser ebenso eleganten wie nützlichen Konzeption sind leicht darzulegen, falls es sich um einen feststehenden magnetischen Pol von konstanter Intensität handelt, der sein Bild in einer grossen, nahe am Pol befindlichen Eisenscheibe erzeugt. Es wird in der Folge gezeigt werden, dass bei beweglichen Polen oder solchen mit veränderlicher Intensität andere Grundsätze eintreten. Um die Beschreibung der Phänomene zu erleichtern, bezeichne ich mit homonym ein Bild, das mit dem Pol, von welchem es abgeleitet ist, gleichartig, — mit heteronym eins, entgegengesetzten Vorzeichens ist.

2. Magnetostatische Bilder. Eine ebene Eisenscheibe von beliebiger Grösse, genügender Dicke und sehr grosser magnetischer Durchlässigkeit, die nahe an einen magnetischen Pol herangebracht ist, bringt in dem Raum auf derselben Seite der Scheibe, wo sich der Primärpol befindet, dieselbe Wirkung hervor, die (ohne die Scheibe) ein heteronymer Pol gleicher Intensität erzeugt hätte, der in derselben Entfernung hinter der Scheibe angebracht wäre, in der der jetzt thätige sich vor der Scheibe befindet. Dieser Effekt ist der Produktion eines virtuellen Bildes äquivalent, da die Scheibe aus magnetischem Stoff als magnetischer Spiegel dient. Magnetische Bilder werden auch durch Eisenstücke mit nicht ebener Oberfläche, z. B. durch eine Kugel, erzeugt. Handelt es sich um eine Kugel, worüber Lord Kelvin[2]) vor 51 Jahren in geistvollster Weise geometrisch gearbeitet hat, so kann man leicht zeigen, dass das Bild in der Eisenkugel von einem an der äusseren Seite gelegenen Pole ein heteronymer Pol ist, der an einem Punkte innen liegt, der weniger weit von der Oberfläche entfernt ist, als der davorstehende Primärpol. Auch wird die Intensität dieses Bildes geringer sein, als die des Primärpols. Allgemein zusammenfassend kann man sagen, dass die magnetostatischen Bilder immer virtuelle Bilder sind, deren Lage und Intensität von der Form des Eisenspiegels abhängen.

1) Vortrag, gehalten beim ersten nationalen Elektrikerkongress zu Como am 19. Sept. 1899.

2) Cambridge and Dublin Mathematical Journal 1848; Philosophical Magazine 1853. Siehe auch: Betti, Nuovo Cimento, XX.

3. Aus dem Prinzipe vom Potential[1]) lässt sich das Gesetz von der Bildung der magnetischen Bilder beim sphärischen Spiegel leicht ableiten, und aus diesem Gesetze kann dann ein solches für den ebenen Spiegel entwickelt werden. In jedem Falle ist jedoch als notwendig vorausgesetzt, dass die magnetische Materie eine unbegrenzt starke Durchlässigkeit im Vergleich zu der umgebenden Luft besitzt. Die Methode besteht darin, einen Punkt vom Potential Null zu finden, der zwischen dem Gegenstande und dem von ihm entworfenen, mutmasslichen Bilde liegt. Der geometrische Ort aller Punkte mit dem Potential Null wird also eine äquipotentielle Oberfläche vom Werte Null sein. Folglich wird der magnetische Spiegel, der imstande ist, das gleiche Bild wie das Objekt zu geben, eine Oberfläche von der nämlichen Form haben, und wird an

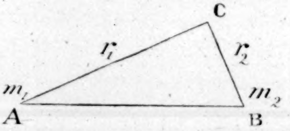


Fig. 1.

derselben Stelle stehen müssen. Der Autor und sein Assistent, Herr Miles Waker, befolgten diese Methode in einem Aufsatze über magnetische Spiegel im Philosophical Magazine, Februar 1895. Aus diesem Aufsatze sind einige der folgenden Paragraphen ausgezogen:

Wir betrachten an erster Stelle zwei Punkte A und B, an welchen sich zwei Pole der Intensität m_1 und m_2 befinden.

Wir nehmen dazu einen dritten Punkt C, dessen Entfernungen von A und B wir durch r_1 und r_2 bezeichnen. Im Punkt C wird das durch m_1 verursachte magnetische Potential $\frac{m_1}{r_1}$ sein; das durch m_2 erzeugte wird $\frac{m_2}{r_2}$ sein. Also

1) Die Berechnungen von Lord Kelvin sind auf die gewöhnliche Theorie der Anziehung auf Entfernung gegründet. In der Anwendung der Methode vom Potential für die Behandlung dieser Methode bin ich den von Maxwell für den Fall der elektrischen Bilder angeführten Begründungen gefolgt. Siehe auch das Buch von Prof. Ermacora: I fenomeni elettrostatici (1882).

ist das Gesamtpotential in C gleich $\frac{m_1}{r_1} + \frac{m_2}{r_2}$. Damit das Gesamtpotential in C den Wert Null erhält, ist es offenbar notwendig, dass die beiden Grössen m_1 und m_2 entgegengesetzten Vorzeichens sind. Ist die Grösse m_1 positiv, so muss m_2 negativ sein.

Ist diese Bedingung erfüllt, so können wir schreiben

$$\frac{m_1}{r_1} - \frac{m_2}{r_2} = 0$$

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{m_1}{m_2}.$$

Aber das durch $\frac{m_1}{m_2}$ gegebene Grössenverhältnis ist konstant; folglich muss auch das Verhältnis $\frac{r_1}{r_2}$ konstant sein. Bewegt sich nun ein Punkt derart, dass das Verhältnis $\frac{r_1}{r_2}$ zwischen seinen respektiven Entfernungen zu zwei festen Punkten konstant bleibt, so wird der Ort seiner Bewegung — nach einem wohlbekannten geometrischen Theorem — die Oberfläche einer Kugel sein. Also hat die äquipotentielle Oberfläche vom Werte Null die Gestalt einer Hohlkugel.

Um die Lage dieser Kugel zu finden, verbinden wir die Punkte A und B durch die Linie AB, die wir auf der Seite von B verlängern.

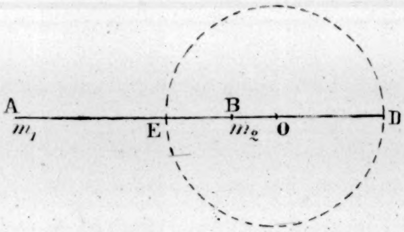


Fig. 2.

Hierauf bestimmen wir auf dieser Linie zwei Punkte D und E, einen ausserhalb, den anderen innerhalb des Abschnittes AB, so dass

$$\frac{AD}{BD} = \frac{AE}{BE} = \frac{m_1}{m_2}.$$

Auf der Linie DE als Durchmesser errichten wir einen Kreis. Dieser Kreis wird die Projektion der gesuchten Kugel sein.

Es folgt hieraus, dass im entgegengesetzten Falle, wenn die Eisenkugel und die Lage des äusseren Poles m_1 in Punkt A gegeben sind, wir immer durch dieselben Formeln die Lage von Punkt B, welcher das magnetische Bild von A ist, finden, und hierauf seine Intensität m_2 berechnen können.

Indem wir uns eines anderen Theorems der Geometrie bedienen, können wir schliesslich in die Formeln die Entfernungen der beiden Pole von jedem beliebigen Punkte, der gleich C auf

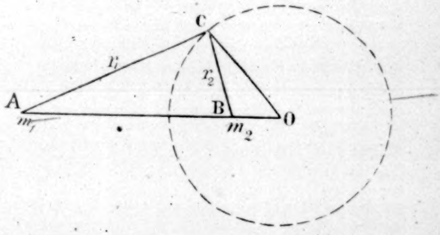


Fig. 3.

der Oberfläche der Kugel liegt, einsetzen. Weil bei Fig. 3 das Verhältnis dieser Entfernungen $\frac{AC}{BC}$ oder $\frac{r_1}{r_2}$ dem Verhältnis $\frac{AO}{OC}$ gleich ist, so folgt hieraus, dass der Radius der Kugel die Grösse von

$$OC = AO\frac{r_2}{r_1} = AO\frac{m_2}{m_1}$$

hat. Umgekehrt, wird die Entfernung d $(= AO)$ des Pols A vom Centrum der Kugel durch die Formel

$$d = OC\frac{r_1}{r_2} = OC\frac{m_1}{m_2}$$

ausgedrückt. Die Betrachtungen führen uns zu einer graphischen Konstruktion, um die Lage von Punkt B zu finden. A bedeutet den Punkt mit dem Primärpol in der Entfernung $d = AO$ vom Centrum der Kugel mit gegebenem Durchmesser.

Wir beschreiben nun um A als Centrum den Bogen OC, der den Kreis bei C schneidet. Sodann nehmen wir C als Centrum, und schlagen

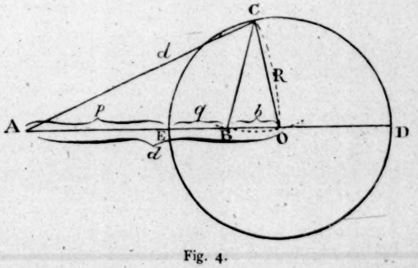


Fig. 4.

den Bogen OB, welcher die Linie AO in B schneidet. Der so gefundene Punkt B wird das Bild von A in der Kugel sein; denn die Bedingung, dass das Verhältnis $\frac{AC}{AB}$ konstant ist, hängt von der Gleichheit der Quotienten $\frac{OC}{OB}$ und $\frac{AO}{OC}$ ab; und diese Gleichheit ist vorhanden, weil die Dreiecke ACO und COB ähnlich sind.

4. Es wurde angenommen, dass das Potential der Kugel selbst immer Null bleibt. Trifft diese Annahme zu, so folgt daraus, dass, wenn man einen magnetischen Pol mit der Intensität m_1 in eine Entfernung d vom Centrum der Kugel mit dem Radius R bringt, die Verteilung des magnetischen Feldes aussen im Raume um die Kugel herum die nämliche sein wird, als ob keine Kugel vorhanden wäre, sondern an ihrer Stelle in Punkt B ein Pol mit einer Intensität gleich $-m_1\frac{R}{d}$. In diesem Falle können wir sagen, dass die Kugel, welche wie ein konvexer Spiegel wirkt, ein virtuelles und verkleinertes Bild hervorgebracht hat, das in Punkt B liegt.

Anderseits muss angenommen werden, dass selbst wenn der Radius R der Kugel in Bezug auf die Entfernung zwischen der Oberfläche und dem Punkte A gross ist, ihr Potential beim Vorhandensein des magnetischen Primärpols nicht Null bleiben kann. Lord Kelvin, welcher eine andere Arbeitsmethode befolgte, hat nun in seinem Aufsatze aus dem Jahre 1848 dargelegt, dass, im allgemeinen Falle, wenn von der Annahme, dass die Kugel das Potential Null beibehält, abgesehen wird, die Wirkung eines äusseren Poles vom Werte $+m$, auf jeden äusseren Punkt im magnetischen Felde dieselbe ist, wie wenn sie von einem Doublet, das heisst einem Paare von Sekundärpolen, hervorgebracht wäre, von welchen sich der eine mit dem Werte $-m\frac{R}{d}$ in B, der andere mit dem Wert $+m\frac{R}{d}$ im Centrum der Kugel befindet. Die Länge der Entfernung zwischen diesen beiden Bildern wird $b = BO$ sein.

Die Verschiedenheit zwischen diesem und unserem Schluss bedeutet jedoch keinen wirklichen Widerspruch, weil das ursprüngliche Objekt — sei es ein Magnet oder ein System von Polen oder ein von einem elektrischen Strome durchflossenes Solenoid — stets ebenso viele Nordals Südpole hat, die untereinander gleiche Intensität besitzen. Hieraus ergiebt sich, dass immer jedes magnetische Objekt im Innern der Kugel ebenso viele Bilder des Vorzeichens + wie des Vorzeichens — hervorbringt. Indem sich diese Bilder gegenseitig neutralisieren, werden sie nur die in den vorhergehenden Paragraphen betrachteten Bilder zurücklassen.

5. Es ist jetzt leicht die Beziehung zwischen dieser Erzeugung von magnetischen Bildern durch die Eisenkugel und der Produktion optischer Bilder durch einen sphärischen Spiegel zu sehen. Um unsere Formeln den optischen Formeln anzupassen, schreiben wir die resp. Entfernungen des Primär- und Sekundärpols vom nächsten Punkt der Kugeloberfläche wie folgt (Fig. 4)

$$AE = p = d - R; \quad BE = q = R - b.$$

Nun ist nach dem Grundsatz von den ähnlichen Dreiecken

$$\frac{d}{R} = \frac{R}{b};$$

und diese Beziehung kann man schreiben:

$$\frac{p+R}{R} = \frac{R}{R-q},$$

also

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{R} = \frac{1}{q}.$$

Diese Formel unterscheidet sich von der wohlbekannten Formel des optischen Spiegels dadurch, dass sie den Bruch $\frac{1}{R}$ an Stelle von $\frac{2}{R}$ enthält.

6. Hätten wir viele Pole oder viele magnetische Punkte ausserhalb der Kugel, so würde jeder sein virtuelles Bild innerhalb derselben erzeugen.

Ebenso würde ein magnetisches System von ganz beliebiger Zusammensetzung sein Bild erzeugen. Wird dagegen ein magnetisches System in eine eiserne Hohlkugel eingeführt, so wird ein virtuelles Bild hervorgerufen, welches aussen liegt. Die Punkte A und B sind genau wie in der Optik durch Wechselbeziehung verbunden.

7. Der Fall der ebenen Eisenscheibe kann in einfacher Weise behandelt werden, als wäre dieselbe ein Teil einer Kugel von unendlich grossem Durchmesser.

In diesem Fall ist $\frac{AO}{AC} = 1$; also $m_2 = m_1$, und ferner $r_1 = r_2$.

Das heisst, das Bild ist von gleicher Intensität wie der Gegenstand und befindet sich in derselben Entfernung wie dieser hinter der Scheibe.

8. In unserem Aufsatze vom Jahre 1895 haben wir die Resultate einiger Versuche über die Erzeugung magnetischer Bilder durch eine Eisenscheibe zusammengefasst. Bei diesen Versuchen verwendeten wir zwei Solenoide identischer Konstruktion, die wir in folgender Weise benutzten: Mit einem ballistischen Galvanometer und einer kleinen Prüfungsspule untersuchten wir die Intensität des magnetischen Feldes, das zuerst von einem der Solenoide in Gegenwart des ebenen

Eisenspiegels erregt war, ferner nachdem der Spiegel entfernt war; wir prüften hierauf die Intensität des Feldes, die durch die beiden Solenoide erzeugt war, von denen das eine an seinem ursprünglichen Platze blieb, das andere aber an die Stelle gebracht wurde, die vorher vom Bilde des ersten eingenommen worden war. Wir brauchen hier nicht alle Einzelheiten dieses Versuches zu wiederholen. In allen geprüften Fällen stimmen die Resultate des Versuches mit der auseinandergesetzten Theorie überein.

9. Magnetokinetische Bilder. — Die magnetischen Bilder eines magnetischen Poles, welcher sich bewegt oder seine Intensität verändert, werden bewegliche oder veränderliche Bilder genau in Übereinstimmung mit dem Primärpol, wofern diese Veränderungen oder Bewegungen langsam vor sich gehen. Geschehen Bewegungen oder Veränderungen zu schnell, so wird die Wirkung des Spiegels kompliziert durch die Anwesenheit von parasitischen elektrischen Strömen (oder sog. Foucaultschen Strömen), die in der Materie des Spiegels wirbelnd kreisen. Hätte man einen Spiegel von grosser magnetischer Durchlässigkeit, aber ohne elektrische Leitungsfähigkeit, so fände diese störende Wirkung nicht statt.

10. Elektromagnetische Bilder. — Setzt man anstatt der Eisenscheibe eine Kupferscheibe ein, so beobachtet man eine neue Erscheinung. Auf einer solchen Scheibe bringt weder ein feststehender Magnet, noch irgend ein in Ruhe befindliches magnetisches System eine Reflexionswirkung hervor. Anderseits erzielen bewegliche magnetische Pole und feststehende Pole mit veränderlicher Intensität einige neue Erscheinungen. Die Veränderungen des Magnetismus bringen in der That zwei Arten von Bildern auf einer Scheibe hervor, wenn diese ein guter elektrischer Leiter ist.

Man weiss, dass in jedem Falle, in welchem ein guter elektrischer Leiter, wie ein Stück Kupfer oder auch eine Kupferscheibe, sich in einem magnetischen Felde befindet, jedwede Veränderung seiner Intensität in dem Leiter Ströme erzeugt, deren Reaktion danach strebt, die Veränderung zu bekämpfen. Man hat stets zweierlei Reaktionen, eine mechanische und eine magnetische. Die mechanische Reaktion ist bestrebt, sich der Bewegung entgegenzusetzen (falls die Veränderung des magnetischen Kraftflusses durch eine Bewegung hervorgebracht worden ist), oder sie erstrebt die Erzeugung einer Bewegung in einem sich der Veränderung entgegensetzenden Sinne.

Die magnetische Reaktion hat stets das Bestreben, jeglicher Veränderung des Magnetismus Widerstand zu leisten. Im Falle einer Veränderung sowohl in betreff der Lage wie auch in betreff der Intensität des Poles zirkulieren die Ströme, die in die Kupferscheibe induziert sind, derartig, dass sie in dem Raum auf der anderen Seite der Kupferscheibe magnetische Kräfte hervorrufen, die danach streben, die Wirkungen der Veränderung des Primärpoles zunichte zu machen. Dieser Einfluss ist also gleichwertig mit dem Vorhandensein eines heteronymen Poles, der an demselben Platz sich befindet, wo der Primärpol steht. In anderen Worten, man erhält alsdann ein heteronymes und reelles Bild. Die Intensität dieses Bildes hängt von der Schnelligkeit der Bewegung und der Leitungsfähigkeit der Scheibe ab. Ist also die Bewegung sehr schnell, oder ist die Leitungsfähigkeit der Scheibe ausreichend gross, so wird die Intensität des Bildes der des Primärpoles gleich werden; die Wirkung desselben wird vollständig durch die Scheibe aufgehoben, welche als magnetischer Schirm wirkt, indem sie den Raum hinter der Scheibe vor allen magnetischen Einflüssen schützt. Sind die Bewegungen zu langsam, so ist dieser schützende Einfluss nicht vollständig, da die Intensität des Bildes nicht die des Primärpoles erreicht. In dem Raume vor der Scheibe wird die Wirkung der in der Scheibe induzierten Ströme verschieden sein. Das magnetische Feld wird nie zunichte gemacht, aber geschwächt werden, als ob hinter der Scheibe ein sich widersetzender homonymer Pol wäre. In dem Falle einer ebenen Scheibe wird dieses Bild ein homonymer und virtueller Pol werden, der sich in gleicher Entfernung wie der auf der anderen Seite gelegene befindet. In allen anderen Fällen, wenn der Kupferspiegel keine ebene Scheibe ist, wird es nötig, genau zwischen den beiden Arten von Bildern dahinter und davor zu unterscheiden. Ähnliche Betrachtungen lassen sich auf den Fall eines magnetischen Poles von veränderlicher Intensität, und besonders auf den Fall eines Poles anwenden, dessen Intensität regelmässig periodisch wechselt, wie z. B. der Pol eines Elektromagneten, dessen Spule von einem Wechselstrom durchlaufen wird. Einen derartigen Magneten kann man einen Wechselmagnet nennen.

11. Wir nehmen an, dass es sich um eine ebene Scheibe mit vollkommener Leitfähigkeit handelt, welche den ganzen Raum in zwei Regionen A und B teilt. In die Region A vor die Scheibe bringen wir einen Wechselmagnet M, oder ein von einem Wechselstrom durchflossenes Solenoid, welches — falls es sehr entfernt von jedem anderen Leiter aufgestellt ist — ein wechselndes magnetisches Feld von bekannter Beschaffenheit erzeugt. Wir sollen nun die Konfiguration des Feldes finden, wenn dieser Wechselmagnet in die Region A nahe an die leitende Scheibe gebracht wird.

Die hier gegebene Lösung ist nur auf Räume

anwendbar, die frei von leitender Materie sind. Für Räume, in denen sich nur Luft oder andere Nichtleiter befinden, gilt absolut das Gesetz von der Übereinanderlagerung der magnetischen Felder, weil die Formel, welche die Verteilung des Feldes ausdrückt, eine Linearfunktion mit nur einem Wert für jeden Punkt sein muss, ungeachtet, dass dieser Wert sich periodisch mit der Zeit verändert.[1])

Wir beziehen das System auf rechtwinklige Koordinaten. Die Ebene (y, z) sei die der Scheibe; man wünscht, die Verteilung des Feldes

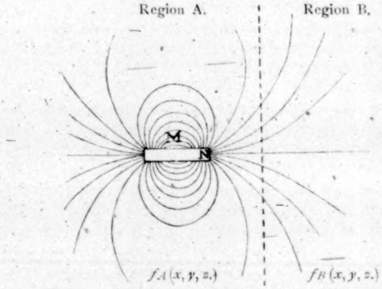


Fig. 5.

in Funktion von x, y, z auszudrücken. Es bezeichne f_B eine solche Funktion, dass, wenn man die Scheibe entfernt, die Verteilung in Raum B in einem besonderen gegebenen Moment durch $f_B (x, y, z)$ ausgedrückt wird. Wäre in diesem Moment der Wechselmagnet entgegengesetzten Vorzeichens, so würde die Verteilung durch $-f_B (x, y, z)$ ausgedrückt werden.

Ist die Scheibe vorhanden, so vernichtet sie durch ihren schützenden Einfluss das Feld in der ganzen Region B; und die Wirkung ist dieselbe, als ob die beiden Verteilungen $f_B (x, y, z)$ und $-f_B (x, y, z)$ übereinandergelegt wären. Das bedeutet, was die Region B anbelangt, dass die Wirkung dieselbe ist, als ob die Scheibe entfernt und an ihre Stelle in M ein Magnet von entgegengesetzter Polarität eingeschaltet wäre. Die Verteilung des Stromes in der Scheibe ist also eine solche, dass sie ein magnetisches Feld erzeugen kann, in welchem die Verteilung in Raum B im betrachteten Moment vollständig definiert wird durch

$$-f_B (x, y, z).$$

Betrachtet man die Scheibe von irgend welchem Punkte in Region B aus, so erzeugt dieselbe bei M, um uns so auszudrücken, ein reelles und heteronymes Bild des Magneten.

Wir haben gesagt, dass die Verteilung der Ströme in der Scheibe eine derartige ist, dass

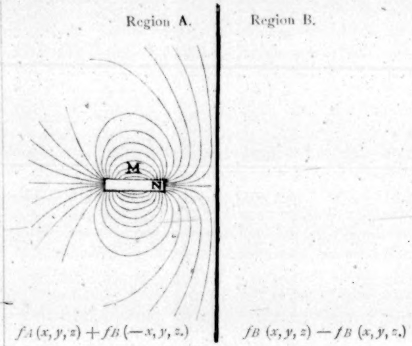


Fig. 6.

sie in Region B ein Bild erzeugt, das durch den Ausdruck

$$-f_B (x, y, z)$$

definiert wird.

Nun ist bekannt, dass jeder Strom oder jedes Stromsystem, welches in einer ebenen Scheibe zirkuliert, um die beiden Oberflächen dieser Ebene herum notwendig ein symmetrisches magnetisches Feld erzeugen muss. Könnten also die induzierten Ströme nach der Entfernung des

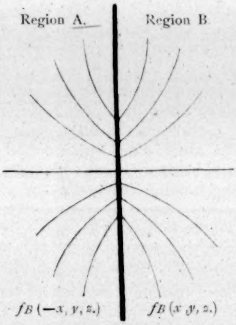


Fig. 7.

Magneten M vorhanden sein, so wäre die Verteilung des Feldes in Region A durch $f_B (-x, y, z)$ bezeichnet. Das bedeutet, dass die induzierten Ströme, sofern sie als selbständig wirkend betrachtet werden, in Region A ein Feld herstellen,

1) Annahme ist hier, dass die Wechsel nicht eine so grosse Häufigkeit haben, dass sie magnetische Wellen hervorbringen, deren Länge mit der Entfernung zwischen Scheibe und Magnet vergleichbar ist.

welches identisch ist mit dem eines Magneten, der in Punkt M' als Bild des Punktes M befindlich ist. Die entsprechenden Pole dieser Magnete sehen sich genau so an, wie es die Pole eines Magneten und die seines Bildes in einem optischen Spiegel thun würden. Durch diese Eigentümlichkeit gleichen die elektromagnetischen mehr als die magnetostatischen den optischen Bildern. In Wirklichkeit liegt das Feld in Region A, das durch die Wirbel in der Scheibe hergestellt wird, über dem durch M erzeugten Felde, und so entsteht ein resultierendes Feld, das auf der linken Seite von Fig. 6 veranschaulicht wird. Die Verteilung dieses Feldes wird genau ausgedrückt durch

$$f_A(x, y, z) + f_B(-x, y, z).$$

12. Die Einfachheit dieses Resultates erstreckt sich jedoch nicht auf andere Fälle von Reflexion durch Gegenstände von weniger einfachen Formen.

Wir betrachten den Fall eines Wechselpoles, der zum Teil von einem Kupferkelch von grosser Dicke umgeben ist. Dieser Kelch wird den hinter ihm liegenden Raum vor den Einflüssen des vor ihm liegenden Poles schützen, indem er auf allen Punkten dieses Raumes die Wirkung eines reellen, heteronymen Bildes, das an dem nämlichen Punkt wie der Primärpol steht, hervorruft. Aber in dem vor ihm befindlichen Raume, zwischen dem Primärpol und der konkaven Oberfläche des Kelches, tritt eine Wirkung ein, die nicht durch einen Pol dargestellt werden kann, der auf einem einzigen Punkte liegt, welcher es auch sei. Ohne Zweifel erhält man dieselbe Wirkung, wie wenn hinter dem Spiegel homonymer Magnetismus, sozusagen ein virtuelles Bild, sich befände; dieses Bild ist aber eine Oberfläche von endlicher Ausdehnung, kein Punkt. Die Gestalt der als Spiegel dienenden Kupfermasse kann beliebig sein, man kann sie von jedem beliebigen, dahinter liegenden Punkte betrachten: Das Bild des Wechselpols ist ein Bild von wechselnder Polarität, ein reelles, heteronymes Bild, das gerade am Punkte des Primärpols steht. Dieses Bild hängt dann von der Gestalt des Spiegels nicht ab. Das andere Bild, das den davorliegenden Raum beherrscht, ist auch wechselnd, aber virtuell und homonym, liegt nach rückwärts und hat im allgemeinen eine sozusagen zerstreute, nicht in einem Punkte gesammelte Form.

13. Es finden sich viele Fälle von derartigen induktiven Wirkungen durch sich bewegende Pole. Die Verteilung der induzierten Ströme im Spiegel und die ihnen entsprechenden Lagen der elektromagnetischen Bilder sind von verschiedenen Physikern, wie Jochmann[1]), Maxwell[1]), Larmor[2]), Niven[3]), Hertz[4]) und Lord Kelvin[5]) untersucht worden.

Maxwell hat die Vorstellung von einer wandernden Reihe elektromagnetischer Bilder angewandt, um die Erscheinungen der rotierenden Scheibe Aragos[6]) zu erklären.

Larmor hat gezeigt, dass eine cylindrische Scheibe von guter Leitungsfähigkeit, die sehr schnell um ihre Achse rotiert, den inneren Raum vor jeder magnetischen Wirkung, die nicht symmetrisch in Bezug auf diese Achse ist, schützt.

Lord Kelvin hat einen einfachen Apparat gebaut, um diesen Schluss zu realisieren.

14. Anwendung auf Motoren mit rotierendem Felde. Bei den Motoren mit rotierendem Felde hat man sozusagen ein künstliches System von sich im Raume drehenden magnetischen Polen, das durch Zusammenwirken von zwei oder mehr Wechselströmen erzeugt wird. Gemäss der grossartigen Entdeckung von Galileo Ferraris entsteht diese Rotation ungeachtet der Unbeweglichkeit der Eisenmasse und der magnetisierenden Kupferspiralen, die den Induktor darstellen, durch Phasendifferenzen zwischen den Strömen. Bei jedem asynchronen, vielphasigen Motor finden sich ein oder mehrere Polpaare, deren Intensität konstant gehalten werden kann. Die Pole sind nicht Punkte; ihr Magnetismus verbreitet sich über die ganze polare Oberfläche. Zwischen den Polen befindet sich der Anker, eine Eisenmasse mit ihren Umwickelungen. Werden die Primärströme in Gang gesetzt, so beginnt das Ferrarissche Feld dem Eisenkern entlang zu streichen, die Sekundärströme entstehen und der Anker gerät in Rotation.

Zweifelsohne kann man hier wie beim Transformator das System von Sekundärströmen als ein Bild des Systems von Primärströmen betrachten. Die Umwickelung des Ankers, sei dieser von geschlossener Gestalt wie ein Cylinder oder Eichhörnchenkäfig, sei er eine Wickelung von Kupferdrähten in geschlossenem Kreise, wird von Strombündeln passiert, die, was ihre Reaktionen auf das magnetische Feld anbelangt, gleichwertig mit einem Bilde der Primärströme sind. Das Bild eines Poles ist ein Pol. Das Bild eines Stromes ist ein Strom. Die rotierenden Pole erzeugen in der That, wie wir schon sahen, zwei Arten von Bildern auf den beiden Seiten aussen und innen, und diese Bilder und die Ströme, welche die Bilder der Primärströme sind, rotieren in völliger Übereinstim-

1) Crelles Journal, 1856.

1) Proc. Roy. Soc., Febr. 1872; und Treatise on Electricity and Magnetism. Art. 668.
2) Philosophical Magazine, Jan. 1884.
3) Philosophical Transactions, 1880.
4) Inauguraldissertation (Berlin 1880).
5) Proc. Roy. Soc. XLIX, April 1891.
6) Annales de Chimie et de Physique, 1896.

mung mit den rotierenden Polen, welches auch immer die augenblickliche Rotationsgeschwindigkeit des Ankers selbst sei. Auch bei feststehendem Anker drehen sich Bilder und induzierte Stromsysteme in genauer Übereinstimmung.

15. Die interessanteste Anwendung des Prinzips der Bilder zeigt sich aber in dem Beispiel vom asynchronen einphasigen Motor. Die vollständige Theorie für diesen Apparat ist bis heute noch nicht gegeben worden. Vielleicht ist es auch noch nicht möglich, sie heute zu geben. Aber das Prinzip der Bilder kann wenigstens einen Lichtstrahl auf dieses nicht wenig komplizierte Problem werfen. Wendet man darauf die von Heyland[1]) für die Erforschung des Ganges des vielphasigen Motors angegebene graphische Konstruktion an, so wird die Erklärung der physikalischen Vorgänge im einphasigen Motor leichter werden. Es ist bekannt, dass in dem Fall eines asynchronen, zwei- oder dreiphasigen Motors — also mit rotierendem Ferrarisschen Felde — die wichtigsten Grössen im Arbeitsgang der Maschine sind: 1. Der magnetisierende Strom oder Strom mit der Belastung Null; 2. Ein Koeffizient für die Ausnutzung des magnetischen Kraftflusses.

Von diesen beiden Grössen hängt die erste von der Konstruktion der Maschine und besonders von der Grösse des Eisenkernes oder dem Raum zwischen Induktor und Anker, ferner auch von der Primärumwickelung ab. Die zweite hängt hauptsächlich von der magnetischen Streuung, d. h. von der Ausbreitung des magnetischen Feldes ab, an zweiter Stelle auch von der Grösse des Eisenkernes und der Konstruktion der Eisenteile.

Betrachten wir zuerst Induktor und Anker, als ob jeder ein hypothetisches magnetisches Feld erzeugte, das ihrem Strome proportional ist. Diese hypothetischen Felder sind schätzungsweise untereinander gleich und auch in den Phasen ungefähr eines dem andern entgegengesetzt. Von jedem dieser Kraftlinienflüsse geht ein kleiner Bruchteil verloren oder verliert sich durch Zerstreuung und passiert nie den Eisenkern. Der grössere Teil von beiden Feldern vereinigt sich zu einem resultierenden Felde von geringerer Grösse, das man den wirksamen Fluss nennen kann. Wir bezeichnen mit μ_1 das Verhältnis zwischen dem vom Primärstrom erzeugten hypothetischen Kraftfluss und seinem ausgenutzten Anteil und mit μ_2 das entsprechende Verhältnis des Sekundärstromes. Diese Koeffizienten werden immer etwas höhere Werte als die Einheit haben, z. B. 1,035 oder 1,04. Sie entsprechen bei derartigen Maschinen den Koeffizienten der magnetischen Streuung, welche Dr. Hopkinson auf die dynamoelektrischen Maschinen angewendet hat. Wir setzen also

$$U = \frac{1}{\mu_1 \mu_2 - 1},$$

um den Ausnutzungskoeffizienten der magnetischen Felder zu erhalten. Bei den heutigen Motoren ist der numerische Wert von U 10 bis 14. Je besser die Konstruktion, um so geringer werden die magnetischen Verluste und um so grösser wird der Wert sein. Die Heylandsche Konstruktion zieht zuerst eine Linie OC, welche mittelst ihrer Länge den magnetisierenden Strom darstellt, d. h. den Strom, welcher im Induktor

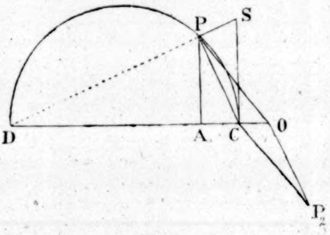


Fig. 8.

die Wickelung einer Phase passieren würde, wenn der Anker ohne irgend welche Belastung mit der Geschwindigkeit des absoluten Synchronismus rotiert. Wir verlängern nun diese Linie von Punkt C bis Punkt D derart, dass die Länge CD der Entfernung OC multipliziert mit U gleich ist. Auf der Linie DC errichten wir einen Halbkreis. Wir nehmen einen Punkt P auf diesem Halbkreis; wir verbinden diesen Punkt mit O durch die gerade Linie OP und vervollständigen das Diagramm, indem wir die Vertikalen PA und CS und die bis S verlängerte Linie DP ziehen.

Nun hat Heyland nachgewiesen, dass unter allen Betriebsbedingungen des Motors (der stets von konstanten elektromotorischen Kräften erregt wird) die Beziehungen zwischen den Hauptgrössen des Motors in richtiger Skala von den Linien dieser Figur dargestellt werden, sofern der Punkt P sich immer auf dem Halbkreis bewegt, der seine Trajektorie ist. Das Moment des bewegenden Kräftepaares wird durch die Länge von PA dargestellt; der Slip (englisch ausgedrückt), das heisst der Unterschied zwischen der Zahl der Umdrehungen des Ankers und derjenigen des rotierenden Feldes, wird proportional zu CS sein; der korrespondierende Primärstrom ist durch die Linie PO gegeben; der Sekundärstrom wird durch PG dargestellt; und der Reduktionsfaktor wird der Cosinus vom Winkel RPA sein.

[1]) Elektrotechnische Zeitschrift, 1894, und Electrical Engineer, 1897.

16. Um nun dieses Diagramm auf den einphasigen Motor anzuwenden, muss man sich vergegenwärtigen, dass sich ein vektoriales Stromdiagramm in ein magnetisches Diagramm verwandeln kann, indem es sich um einen rechten Winkel dreht und seine Skala verändert. Für die Bedürfnisse der Theorie ist es ferner möglich, einerseits Ferraris folgend,

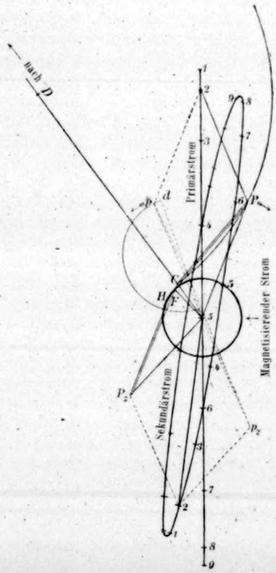


Fig. 9.

das durch den Primärstrom bestimmte magnetische Feld in zwei rotierende Komponenten aufzulösen, d. h. in zwei in entgegengesetztem Sinne drehende Felder; oder anderseits, den Strom selbst als Resultierende aus zwei rotierenden Strömen zu betrachten. Aus nachher zu erklärenden Gründen wählen wir letztere Methode. Wir erlauben uns, auf die Schlussfolgerung Ferraris etwas einzugehen, wie er sie in seinem Aufsatz über kreisende Vektoren darlegt.

17. Wir betrachten der Einfachheit halber einen zweipoligen Motor von guter Konstruktion, und setzen zuerst voraus, dass dieser mit voller Belastung kreist. Man wünscht zu erfahren, warum der Motor sich dreht, und wie die Ströme und das magnetische Feld verteilt sind. Wir nehmen an, dass die Grösse des Primärstromes, die der Konstanten der Maschine und die Grösse des Slip bekannt sind. Auf Fig. 9 beträgt die Grösse von U nahezu 12,3 und der Slip 2,5 Prozent.

Nun ist der Primärstrom ein einfacher Wechselstrom, der stets in den nämlichen Spiralen der feststehenden Umwickelung zirkuliert, so dass die Richtung der Wirkung des Wechselmagnetismus im Raume immer dieselbe bleibt. Auf Fig. 9 ist dieser Strom durch die vertikale Linie dargestellt. Erreicht der Strom seinen höchsten positiven Wert, so wird dieser durch die Länge von Punkt 5 bis Punkt 1 ausgedrückt. Während des Viertels der folgenden Periode sinkt sein Wert in regelmässiger Weise bis auf Null; die aufeinander folgenden Werte werden durch die Punkte 2, 3, 4, und 5 auf derselben Linie wieder gegeben. In der Zeit, in welcher der Strom zunimmt, bis er seinen höchsten negativen Wert erreicht, sind die aufeinander folgenden Werte durch die Punkte 6, 7, 8 und 9 gegeben. Um das Diagramm zu zeichnen, ist die vollständige Periode hier als in 16 kurze Intervalle geteilt betrachtet. Nun kann gemäss dem vorhin ausgesprochenen Prinzip dieser einfache Wechselstrom als aus zwei rotierenden Strömen von konstantem Werte angesehen werden, von denen jeder gleich der Hälfte des Maximums des Wechselstroms ist und in entgegengesetztem Sinne kreist. Die Linien 5, P und 5, p sind zwei Vektoren, deren jeder der Hälfte der vertikalen Linie 5, 7 entspricht. Der Vektor 5, P ist betrachtet als in der Richtung des Uhrzeigers (also nach rechts) drehend, wie man aus dem Pfeil sieht, und der Vektor 5, p im umgekehrten Sinne (also nach links). Sie sind im Moment 2 gezeichnet, so dass ihre Resultierende der Vektor 5,2 ist.

Jeder von diesen rotierenden Strömen wird seinen Einfluss auf den Anker ausüben, genau wie die rotierenden Ströme in einem vielphasigen Motor. Wir nehmen jetzt an, dass der Anker nach rechts kreist, mit einer Geschwindigkeit von n_2 Drehungen in der Sekunde, und dass diese Geschwindigkeit um 2,5% geringer sei als die des Vektors 5, P, dessen Geschwindigkeit n_1 beträgt. Also ist die Frequenz des kreisenden Vektors 5, p in Bezug auf den Indukt $n_1 + n_2$, oder 197,5%. Wir können also ein Diagramm, ähnlich Fig. 9, für jeden der rotierenden Vektoren zeichnen, genau als ob jeder den Drehstrom eines unabhängigen vielphasigen Motors bildete; der Slip hat in einem Fall den Wert von $n_1 - n_2$, im andern von $n_1 + n_2$. Das Diagramm, in dem der Slip 2,5% beträgt, ist dasselbe wie jener Teil von Fig. 8, dessen Punkt O mit dem Punkt 5 von Fig. 9 übereinstimmt. Die Parallelogramme C 5 und H5, deren Differenz der magnetischen Streuung zuzuschreiben ist, werden vervollständigt durch die Linie 5 P_2, die den Strom des Ankers bezeichnet.

Für einen gegebenen Motor hängt die Lage von Punkt P auf seinem Halbkreis nur von dem Slip CS von Fig. 8 ab. Wir können also die Lage von p aus dem Slip $n_1, + n_2$ finden. Es ist klar, dass wenn der Slip $n_1 + n_2$ des Ankers in Bezug auf den Vektor p_5, achtzig mal grösser ist, als der Slip $n_1 - n_2$ im Bezug auf den Vektor P_5, die Lage von Punkt p auf seinem Halbkreis sehr viel näher an Punkt D, und sehr entfernt von Punkt C sein muss. Also bestimmt durch diesen besonderen Wert des Slip die Ermittelung der Lage von Punkt p auch die wahre Form des Motordiagramms. Man muss nun noch die ganze Figur in ihre relativen Dimensionen bringen, damit die Rotationskomponente p_5 des Primärstroms durch eine Grösse dargestellt wird, die dieselbe ist wie die der anderen Komponente P 5. Dieses ist in Fig. 9 geschehen, auf welcher die Linie d_5 der Linie DO der Fig. 8 entspricht. Diese Linie ist also derart geteilt, dass der Durchmesser des punktierten Halbkreises sich zu der ganzen Linie verhält wie U zu $U + 1$. Man sieht, dass der Sekundärstrom im Indukt 5 p_2 nahezu entgegengesetzte Phasen wie Punkt 5 p zeigt, und dass der magnetisierende Strom, der die Resultierende aus diesen beiden ist, also einen sehr niedrigen Wert hat.

Setzen wir nun die Vektoren 5 P_2 und 5 p_2, für den besonderen Augenblick 2 zusammen (wie in Fig. 9), so erhalten wir die Linie 5, 2, welche einen Radiusvektor der langen Ellipse jener Figur bildet. Führt man die nämliche Konstruktion für die Momente 1, 3, 4, u. s. w aus, um Grösse und Lage der Sekundärstöme zu finden, so erhält man eine Reihe von Punkten, von denen diese Ellipse die Verbindungslinie ist. Auf Fig. 9 ist die Ellipse gezeichnet, wie sie von den Vektoren 5 P_2 und 5 p_2 in sechzehn aufeinanderfolgenden Lagen gebildet wird, wenn jeder dieser Vektoren eine Drehung in entgegengesetztem Sinne machte.

18. Man sieht also, dass die Verteilung des Sekundärstroms im Anker eines einphasigen Motors sehr verschieden ist von derjenigen im Anker eines vielphasigen Motors. In diesem verteilt sich der Sekundärstrom in zwei oder mehr als zwei Bündel, deren grösster Wert fast konstant bleibt. Diese gleichmässig rotierenden Bündel können durch rotierende Vektoren von konstanter Länge dargestellt werden. Beim einphasigen Motor verändert sich statt dessen der Radiusvektor innerhalb ziemlich weit auseinanderliegenden Grenzen, und stellt einen Strom von annähernd einfachem, wechselndem Charakter dar, zusammengesetzt mit einer sehr kleinen Rotationskomponente. Die Richtung dieses Wechselstroms ruht in Beziehung auf den Induktor, ungeachtet der Bewegung des Ankers, und fällt mit der Richtung der Wechsel des Primärstroms zusammen. Man sieht also, dass bei einphasigen, ebenso wie bei vielphasigen Motoren der Primärstrom mehr oder weniger vollkommen im Anker reflektiert wird.

Könnte man die Reluktanz der durch den Motor gehenden magnetischen Bahn und den Widerstand der Leiter des Ankers verkleinern, so würde dadurch eine immer vollkommener werdende Reflektion erreicht werden; die Sekundär-Ellipse würde sich in der Weise verändern, dass sie immer dünner und dünner würde, bis dass schliesslich ihre Radienvektoren, welche die Sekundärströme darstellen, dieselben sind wie diejenigen, welche die Primärströme bedeuten, nur entgegengesetzten Vorzeichens. Der Umstand, dass ein bestimmtes Widerstreben (oder magnetischer Widerstand) auf dem Wege des magnetischen Gefälles vorhanden ist, verlangt einen auch bestimmten magnetisierenden Strom, um die im Induktor notwendige elektromotorische Reaktionskraft zu liefern. Diesem magnetisierenden Strome ist es hauptsächlich zuzuschreiben, dass das Bild des Primärstromes im Anker in seiner Intensität vermindert und verdreht wird. In dem rechtssinnig rotierenden Diagramm ist der magnetisierende Strom durch den Vektor 5 F dargestellt, welcher die Resultierende der Primär- und Sekundärströme 5 P und 5 P_2 ist, etwas korrigiert in Anbetracht der Wirkungen der magnetischen Streuung. Die Linie 5 F veranschaulicht auf der Skala der Felder auch die Grösse des nach rechts rotierenden Feldes, dessen Richtung im rechten Winkel zu dieser Linie steht, das heisst annähernd parallel zu Linie 5 P_2. Die Komponente des nach links rotierenden Stromes ist sehr klein, im gewählten Falle nur $^1/_{80}$ der anderen Komponente. Sie ist durch die Resultierende von 5 p und 5 p_2 dargestellt und erzeugt einen Kraftlinienfluss von sehr geringer Grösse, einen Fluss, der eben ausreicht, um den Strom 5 p_2 in den Leitern des Ankers zu erzeugen, welcher mit der grossen Geschwindigkeit von $n_1 + n_2$ rotiert. Der resultierende magnetisierende Strom ist also durch den Radiusvektor der kleinen Ellipse im Centrum von Fig. 9 bezeichnet, welcher sehr wenig von dem durch Punkt F beschriebenen Kreise abweicht.

Das resultierende Feld ist notwendigerweise nahezu ein einfaches rotierendes Feld: es ist dargestellt durch einen Radiusvektor, der eine Ellipse von geringster Exzentrizität beschreibt, deren Radiusvektor einen rechten Winkel zu der grössten Achse der Ellipse des magnetisierenden Stromes bildet.

In dieser Weise bringt der einfache Wechselstrom im Induktor zusammen mit den Strömen im rotierenden Anker ein fast einfaches rotierendes Feld hervor. Die Existenz dieses Feldes wird durch den Umstand nachgewiesen, dass,

wenn auf dem Induktor Spiralen gewickelt werden, deren Lage anders ist als die der Spiralen bei der ursprünglichen Umwickelung, in diesen Spiralen besondere elektromotorische Kräfte entstehen, welche in der Phase von der ursprünglichen elektromotorischen Kraft abweichen, dagegen ungefähr die gleichen Werte haben.

Man wird sehen, dass dieses rotierende Feld, kombiniert mit dem Strom $5\,P_2$, mit welchem es ungefähr in Phase bleibt, ein sehr grosses Drehungsmoment erzeugen wird, welches man in der gewöhnlichen Weise berechnen kann. Der Strom $5\,p_2$ reagiert auf das Feld, indem er ein Kräftepaar hervorbringt, welches die Richtung wechselt, so oft der Strom eintritt oder seine Übereinstimmung mit der Phase des Feldes aufgiebt. Die Wirkung während einer Drehung ist äusserst gering, weil dieses negative Feld sehr klein ist. Das wirkende Paar ist die Resultierende aus diesen beiden, und ist folglich pulsatorisch wie das von einer Dampfmaschine erzeugte Paar. Aber die Pulsationen sind so häufig, dass man sie in der Praxis nicht beobachten kann.

Man beachte, dass das so konstruierte Diagramm die Verteilung und die Phasen der verschiedenen Ströme und verschiedenen magnetischen Felder unter der Bedingung einer bestimmten Belastung darstellt. Wird die Belastung verändert, so verändert sich in Übereinstimmung damit der Slip, und mit diesem die Ströme im Induktor und im Anker.

19. Man kann auch folgern, dass die Energieverluste durch den Widerstand der Wickelungen des einphasigen Motors zweimal grösser sind als die eines vielphasigen Motors derselben Grösse, weil man nicht nur den Strom mit rechtsseitiger Rotation hat, welche das motorische wirksame Paar hervorbringt, sondern auch den Strom mit linksseitiger Rotation, welcher seine Umwickelung erwärmt, ohne in irgend welcher nützlichen Art zu den Kräften beizutragen, sondern überdies ein kleines entgegenwirkendes Drehungsmoment erzeugt. Der Nutzeffekt ist folglich weniger hoch, als beim mehrphasigen Motor. Ferner kommen geringe Verluste hinzu, die dem Umstand zuzuschreiben sind, dass die Verteilung des magnetischen Feldes nicht einer einfachen sinusoidalen Funktion des Umfangs folgt.

Auf zwei Dinge muss man ferner bei Anwendung der Fig. 8 und 9 auf den einphasigen Motor Rücksicht nehmen. Erstlich ist der magnetisierende Strom nicht derselbe wie in einem mehrphasigen Motor. Das totale rotierende Strombündel, das auf Fig. 9 von F_5 dargestellt wird, ist annähernd dasselbe wie das eines vielphasigen Motors, kann aber nicht als eine einfache Komponente des Primärstromes betrachtet werden. In der That ist es die Resultierende von Primär- und Sekundärströmen und ist in gewissen Momenten ausschliesslich derjenigen des Ankers zuzuschreiben. Nichtsdestoweniger muss der Magnetismus (wenn wir ihn in seinem ersten Ursprung betrachten) vom Induktor geliefert werden.

Was ist also der magnetisierende Strom im Motor?

Wenn der Magnetismus rotiert, während der Primärstrom einfach oszilliert, so beweist diese Thatsache, dass im Anker kein wirklicher magnetisierender Strom vorhanden sein kann. Wenn wir aber den Motor mit der Geschwindigkeit des absoluten Synchronismus rotieren lassen, so können wir den unter dieser Bedingung entstehenden Strom messen. Dieser Strom leistet keine andere Arbeit als die, den Magnetismus zu erregen, und man kann ihn den magnetisierenden Strom oder genauer den Lehrlaufstrom nennen.

Man kann auch zeigen, dass der Strom bei Belastung Null eines einphasigen Motors genau doppelt so gross ist, wie der magnetisierende Strom eines vielphasigen Motors von derselben Grösse, was durch die Versuche bestätigt wird, wenn man die Zahl der Leiter im Induktor der beiden Motoren in die Rechnung einführt. Ferner kann man sehen, dass, wenn der Slip steigt, der punktierte Halbkreis, auf dem der Punkt p liegt, immer grösser wird; ferner dass die Komponente des in entgegengesetztem Sinne rotierenden Stromes, statt klein oder von geringer Bedeutung zu sein, so gross wird, dass sie das Drehungsmoment des Motors bedeutend vermindert. In der That liegt der Punkt des höchsten Wertes des Kräftepaares bei grösseren Geschwindigkeiten vorher und im Moment des Ingangkommens ist das Paar vollständig gleich Null. Während das nach links rotierende Feld grösser wird, nimmt das nach rechts rotierende in der Art ab, dass die elektromotorische Kraft in den Leitern des Induktors konstant bleibt. Das nach rechts rotierende Feld gewinnt dann nur die Hälfte des Wertes, den es im vielphasigen Motor haben würde. Zu gleicher Zeit gewinnt der linke Strom den gleichen Wert.

Man kann die Heylandsche graphische Konstruktion so weit erweitern, dass sie all diese Bedingungen anzeigt.

20. Endlich sind dieselben Bedingungen auf den Phasentransformator von Ferraris und Prof. Arnò anwendbar. Diese interessante Maschine kann als Kombination zweier Maschinen behandelt werden, deren eine als ein- oder auch vielphasiger Motor, deren andere als einphasiger asynchroner Generator funktioniert, welch letzterer von ersterem seine Bewegung erhält. Man wird leicht verstehen, dass das Prinzip von den elektromagnetischen Bildern auch auf Maschinen von dieser Art anwendbar ist.

21. Zum Schluss sei es mir gestattet, meine Überzeugung über die Vorteile zum Ausdruck zu bringen, die einem Wissenszweig durch die Einführung von Ideen, die einem ganz anderen Wissenszweige angehören, zugute kommen können. Wie fruchtbar diese Kreuzung der verschiedenen Spezialgebiete ist, haben viele bemerkenswerte Beispiele in den letzten Jahren gezeigt.

Darunter befindet sich die durch ihre Eleganz hervorleuchtende Theorie über den einphasigen Motor von Prof. Galileo Ferraris, über dessen vorzeitigen Tod wir noch in Trauer sind. Der Gedanke, eine periodische lineare Bewegung (einen Wechselvektor) dadurch zu analysieren, dass man dieselbe in zwei zirkuläre Bewegungen, die untereinander gleich, aber von verschiedenem Drehsinne sind, d. h. also in zwei rotierende Vektoren zerlegt, dieser Gedanke wurde ursprünglich von Fresnel in seiner Untersuchung über physikalische Optik angewandt, um damit die Rotation der Polarisationsebene des Lichtes im Quarz zu erklären. Ferraris, dessen Meisterschaft in der Optik nicht weniger bedeutend als in der Elektrizitätslehre war, bemächtigte sich, den Eingebungen seines Genies folgend, dieses Gedankens und übertrug ihn auf das lebensvolle Gebiet der Elektrotechnik.

Seine Theorie über den einphasigen asynchronen Motor ist wirklich ein auf ein neues Gebiet übertragener Triumph der Optik. Hundert Jahre sind seit der grossen Entdeckung des unsterblichen Volta vergangen, dieses Heroen der Wissenschaft, dem wir heute hier unsere Huldigung darbringen.

In diesem ganzen Jahrhundert hat Italien, wo so viele berühmte Physiker das Licht der Welt erblickt haben, keinen erzeugt, der würdiger als Ferraris wäre, von den Elektrikern anderer Nationen geehrt zu werden. Sei mir das Vorrecht gestattet, diesen letzten Versuch, die Schlussfolgerungen der Optik für die Elektrotechnik nutzbar zu machen, als Zeichen der Hochachtung und der Verehrung an seinem Grabe niederzulegen.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 72. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU AACHEN.

H. A. Lorentz (Leiden), Über die scheinbare Masse der Ionen.

Aus den Beobachtungen über Kathodenstrahlen hat man bekanntlich das Verhältnis $\frac{e}{m}$, das Verhältnis zwischen der Ladung eines Ions e und seiner Masse m, ableiten können. Es entsteht die Frage, was unter dieser Masse zu verstehen ist. Jedenfalls müssen wir dem Ion eine scheinbare Masse zuschreiben, da es vermöge seiner Bewegung eine gewisse Energie im Äther hervorbringt. Diese scheinbare Masse wollen wir mit m_o bezeichnen. Es ist möglich, dass das Ion ausserdem noch eine wirkliche Masse in dem gewöhnlichen Sinne des Wortes besitzt; in diesem Falle ist $m_o < m$. Ist das nicht der Fall, so ist $m_o = m$.

Wir haben also die Ungleichung

$$\frac{e}{m_o} > \frac{e}{m},$$

wenn eben noch eine wirkliche Masse neben der scheinbaren besteht; andernfalls ist

$$\frac{e}{m_o} = \frac{e}{m}.$$

Wir wollen also schreiben

$$\frac{e}{m} \geqq \frac{e}{m},$$

wobei $\frac{e}{m} = 10^7$ ist.

Nun ist

$$m_o = \tfrac{8}{3} \pi R \sigma e,$$

wenn man das Ion als eine Kugel auffasst, R den Radius dieser Kugel und σ die Flächendichte der Ladung bedeutet.

Diese Formel gestattet eine interessante Folgerung über den Radius der Ionen. Setzt man nämlich für m_o den soeben angegebenen Wert in die Ungleichung ein, so bekommt man eine Ungleichheit für den Radius. Es ist ja

$$4 \pi R^2 \cdot \sigma = e,$$

also

$$m_o = \tfrac{8}{3} \pi R \sigma e = \tfrac{8}{3} \pi R e \cdot \frac{e}{4 \pi R^2} = \frac{2 e^2}{3 R}$$

und also

$$\frac{e}{m_o} = \frac{3 R}{2 e},$$

mithin

$$\frac{3 R}{2 e} \geqq 10^7$$

und

$$R \geqq 10^7 \cdot \tfrac{2}{3} e.$$

Die Grösse e ist unglücklicherweise nicht bekannt. Nimmt man die Ladung eines Ions in einem Kathodenstrahl als ebenso gross an, wie in einem elektrolytischen Wasserstoffion, und geht von der Grösse eines Wasserstoffmoleküls aus, so bekommt man für R eine Grösse der Ordnung

10^{-12} cm, also jedenfalls nicht eine beliebig kleine Grösse, sondern eine untere Grenze.

Die Frage, ob neben der scheinbaren Masse eines Ions auch noch eine wirkliche Masse desselben besteht, ist ausserordentlich wichtig; denn man berührt damit die Frage nach dem Zusammenhang der ponderablen Materie mit dem Äther und der Elektrizität. Ich bin weit entfernt, eine Entscheidung geben zu können; aber ich möchte hier doch einige Fragen anführen, deren Erledigung möglicherweise auch in jener Frage weiter führen kann.

Die erste Frage ist die, ob ein Ion in einem Magnetfelde rotiert. Eigentlich sollte man das erwarten. Denn ist ein Ion vorhanden, und es wird ein magnetisches Feld hervorgerufen, so wird, wie sich leicht aus der Entstehung von Induktionsströmen ableiten lässt, eine Rotation entstehen. Natürlich wird das ebenso der Fall sein, wenn das Ion in ein schon bestehendes magnetisches Feld hineinfliegt. Die Geschwindigkeit dieser Rotation wird von der Grösse der Masse abhängen; wenn nur scheinbare Masse vorhanden ist, und auch nur ein dieser entsprechendes Trägheitsmoment, so wird die Rotationsgeschwindigkeit einen bestimmten Wert haben. Kommt aber ein wirkliches Trägheitsmoment hinzu, so wird die Rotation langsamer werden. Leider habe ich keine Erscheinung finden können, aus der man irgend etwas über diese Rotation schliessen könnte.

Ein zweites Mittel, wodurch man die Frage nach dem Verhältnis zwischen der scheinbaren und wirklichen Masse vielleicht entscheiden könnte, ist folgendes:

Der Wert für die scheinbare Masse steht oben nur in erster Annäherung. Falls die Geschwindigkeit eine solche ist, dass sie mit der Lichtgeschwindigkeit vergleichbar ist, so kommen noch weitere Glieder hinzu. Bei geradliniger Bahn des Ions kann man die Intensität des Feldes und die Grösse der Energie berechnen und daraus auf den Massenfaktor schliessen. Im allgemeinen wird die Bahn durch den Einfluss des Magnetfeldes krummlinig, z. B. kreisförmig werden; es wird dann die Berechnung des Massenfaktors komplizierter, doch lässt sie sich durchführen. Wenn man mit m_0 obigen Ausdruck bezeichnet und q für das Verhältnis der Geschwindigkeit des Ions zu der des Lichtes setzt, so ergiebt sich in zweiter Annäherung für die scheinbare Masse des Ions bei geradliniger Bewegung:

$$m_0 \left(1 + \tfrac{6}{5} q^2\right),$$

während bei kreisförmiger Bewegung das Glied mit q^2 einen anderen Koeffizienten erhält.

Diese Glieder zweiter Ordnung, könnten nun vielleicht merklich werden, denn die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen steigt bis auf ein Dritteil derjenigen des Lichtes; es wird dann also $q = \frac{1}{3}$ und $q^2 = \frac{1}{9}$. Um zur Entscheidung zu kommen, könnte man an Versuche denken, wie sie Lenard gemacht hat, um den Einfluss elektrischer Kräfte auf die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen zu untersuchen. Er hat gezeigt, dass die magnetische Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen, die ja um so kleiner ist, je grösser die Geschwindigkeit ist, sich ändert, wenn man die Strahlen den Raum zwischen zwei geladenen Kondensatorplatten in Richtung der elektrischen Kraftlinien durchlaufen lässt.

Man könnte nun die magnetische Ablenkbarkeit messen für den Fall des ungeladenen Kondensators, dann für den Fall der Ladung in der einen Richtung und dann für den in der anderen Richtung. Man würde so drei verschiedene Werte der Ablenkbarkeit bekommen, zwischen denen eine einfache Relation bestehen müsste, wenn die Glieder zweiter Ordnung vernachlässigt werden dürften. Misst man jedesmal die für eine bestimmte Ablenkung erforderliche magnetische Feldstärke, so sollten die Quadrate dieser drei Feldstärken eine arithmetische Reihe bilden. Eine Abweichung von dieser Beziehung würde zeigen, dass die Glieder mit q^2 nicht vernachlässigt werden dürfen, und dass also jedenfalls die scheinbare Masse sich bemerklich macht. Genaue Bestimmungen könnten über das Verhältnis zwischen der wirklichen und der scheinbaren Masse, resp. über die Frage, ob eine wirkliche Masse vorhanden ist, entscheiden. Es zeigt sich, dass man bei den Lenardschen Versuchen nahe daran war, über die Existenz der Glieder zweiter Ordnung entscheiden zu können.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

Diskussion. (Von den Beteiligten durchgesehen.)

W. Wien. Ich habe mich in der letzten Zeit mit ähnlichen Fragen beschäftigt und möchte hervorheben, dass Lenard Kathodenstrahlen mit kleiner Geschwindigkeit beobachtet hat, die unter dem Einfluss ultravioletten Lichtes ausgelöst waren. Er hat da einen kleineren Zahlenwert für das Verhältnis von Masse zu Ladung gefunden, und zwar liegt die Verringerung in demjenigen Sinne, welchen die Theorie verlangt.

Ich habe versucht, über den Lorentzschen Standpunkt insofern noch hinauszugehen, dass ich mir die Frage vorlegte, ob man nicht überhaupt mit der scheinbaren Masse auskäme und die träge Masse weglassen und durch die elektromagnetisch definierte scheinbare Masse ersetzen könnte, um die mechanischen und elektromagnetischen Erscheinungen einheitlich darzustellen. Denn die magnetischen und mechanischen Erscheinungen sind ja bisher nur durch das Energieprinzip verbunden. Ich habe versucht, die Frage so zu stellen, ob man nicht von der Maxwellschen Theorie aus versuchen könnte,

auch die Mechanik zu umspannen. Es wäre so die Möglichkeit gegeben, die Mechanik elektromagnetisch zu begründen, nachdem Lorentz eine Auffassung des Gravitationsgesetzes entwickelt hat, nach welcher dasselbe den elektrostatischen Kräften nahe verwandt wäre. Man hätte dann die Materie anzunehmen als lediglich aus positiven und negativen sehr kleinen Ladungen zusammengesetzt, die in einem gewissen Abstande voneinander liegen. Unter dieser Voraussetzung ist die ponderable Masse nicht konstant, sondern von der Geschwindigkeit abhängig, und zwar bekommt man noch Glieder, welche von geraden Potenzen des Verhältnisses der Geschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit abhängen. Der Zahlenfaktor, mit welchem das zweite Glied multipliziert ist, hängt von der Krümmung der Bahn ab, ausserdem aber auch von der Gestalt der elektrischen Ladung. Je nachdem man die Form der elektrisierten Molekeln etwas anders wählt, kommt man zu anderen Zahlenfaktoren. Bei den gewöhnlichen irdischen Bewegungen fällt das heraus, weil die Geschwindigkeit sehr klein ist. Bei den planetarischen Bewegungen aber kann man vielleicht etwas herausbekommen; denn da kommt man zu Geschwindigkeiten, bei denen die Glieder zweiter Ordnung zu berücksichtigen sind. Bei der Annahme einer bestimmten Form der Ladung, die zu dem einfachsten elektromagnetischen Felde führt, machen sich diese Glieder in der Weise geltend, dass die Beschleunigungen zweier Körper durch die Gravitation bis auf einen um ein geringes verschiedenen Zahlenfaktor dieselben sind, als ob sich die Körper bei konstanter Masse nach dem Weberschen Gesetze anziehen. Die elektromagnetisch definierte Masse kommt so ins Spiel, als ob nicht das Newtonsche, sondern das Webersche Gesetz gilt.

Lorentz. Im wesentlichen sind wir einverstanden; nur will Wien schon jetzt weiter gehen als ich. Jedenfalls schien es mir von Interesse, dass man sich nach Mitteln umsieht, wodurch man zur Entscheidung über die angeregte Frage kommen kann. Noch eines möchte ich hinzufügen: Ich habe die Annahme gemacht, dass die Kugel, welche ein Ion bildet, starr sei. Aber man könnte vielleicht vermuten, dass bei der Bewegung die Kugel sich in ein Ellipsoid transformieren würde. Das hat einige Ähnlichkeit mit der Verschiedenheit, auf die Wien hinwies.

Voigt. Ich möchte die Frage an den Vortragenden richten, wie es sich mit der Reflektion von Kathodenstrahlen verhält; sollte da nicht ein rotierendes Ion anders reflektirt werden, wie ein nichtrotierendes?

Lorentz. Gewiss, wenn man sich die Reflektion vorstellt als vorsichgehend an einer Fläche. Aber wenn man sich die Reflektion vorstellt, wie es mir näher liegt, als veranlasst durch Kräfte, die bei einiger Entfernung des Ions von der Fläche auftreten, so wirken diese doch wohl auf den Mittelpunkt, und dann fällt der Einfluss der Rotation fort.

Warburg. Was lehrt denn die Theorie über die Geschwindigkeit der Ionen bei der Reflektion? Bleibt sie dieselbe?

Lorentz. Soviel ich weiss, ja. Ich habe nicht darüber gearbeitet.

Warburg. Merritt hat gefunden, dass die Geschwindigkeit bei der Reflektion nicht geändert wird. Aber die Experimente von Cady über die Energie der Kathodenstrahlen stehen hierzu in Widerspruch, so dass ich schon daran gedacht habe, dass die Versuche von Merritt nicht ganz richtig sein könnten, und man vielleicht doch eine Geschwindigkeitsänderung bekommen könnte. Ich wollte fragen, ob die Theorie in dieser Beziehung etwas aussagt.

Lorentz. Das kann ich im Augenblick nicht sagen.

(Eingegangen 30. September 1900.)

Eingegangene Schriften.

(Eingehende Besprechung vorbehalten.)

Johannesson, P., Physikalische Mechanik. Mit 37 Figuren auf 2 lithographierten Tafeln. Berlin, Julius Springer. 1900. 58 S. Kart. M. 1.—.

Gauss, Carl Friedrich, Werke. Herausgegeben von der Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Achter Band. In Kommission bei B. G. Teubner in Leipzig. 1900. IV u. 458 S. Gebd. M. 24.—.

Wiechert, Emil, Grundlagen der Elektrodynamik, der Festschrift zur Feier der Enthüllung des Gauss-Weber-Denkmals in Göttingen zweiter Teil. Leipzig, B. G. Teubner. 1900. II u. 112 S. M. 3.60.

Personalien.

Professor Celoria, bisheriger Assistent der Sternwarte zu Rom, wurde als Nachfolger Schiaparellis, der am 1. November in den Ruhestand tritt, zum Direktor derselben ernannt.

Zum wissenschaftlichen Direktor des astronomischen Observatoriums in Brüssel wurde der Artillerieoffizier Lacoint, der als astronomischer Sachverständiger an der Südpolarexpedition De Gerlaches teilgenommen hatte, ernannt.

Dr. Anton Oberbeck, bisher Professor der Physik und Direktor des physikalischen Institutes der Universität Tübingen, ist in Berlin im Alter von 54 Jahren gestorben.

Berichtigungen.

Das Vorlesungsverzeichnis für Winter-Semester 1900/1901 der Technischen Hochschule zu Graz ist durch die folgenden Vorlesungen zu ergänzen: **Reinitzer:** Chemische Technologie der anorganischen Stoffe, a) Chemische Fabriksindustrie der anorganischen Stoffe, 4; Chemische Technologie der organischen Stoffe, a) Chemische Fabriksindustrie der organischen Stoffe, 4; Laboratoriums-Unterricht und Übungen in der technisch-chemischen Mass-, Gas- und Gewichtsanalyse, 20; Laboratoriums-Unterricht und Übungen in der Darstellung anorganisch-chemischer Präparate, 20; Enzyklopädie der technischen Chemie, 2; Warenkunde, chemisch-technische Rohstoffe des Pflanzen- und Tierreiches, 2. —

Für die Redaktion verantwortlich Dr. H. Th. Simon in Frankfurt a. M. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.